THE PHASE TRANSITIONS IN A MAGNETIC FIELD

N. B. BRANDT

A new type of the phase transitions in dense magnetic fields is described. This transition leads to the conversion of metal into insulator matter, and vice versa, and to the formation of a new matter state, which is unobserved under the usual conditions. Under these conditions the matter is no longer metal, insulator nor semiconductor.

Рассказывается о новом типе фазовых переходов в сильном (квантующем) магнитном поле: превращении металла в диэлектрик, диэлектрика в металл и образовании нового, не существующего в обычных условиях состояния вещества, в котором вещество не является ни металлом, ни диэлектриком, ни полупроводником.

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. Б. БРАНДТ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

По способности проводить электрический ток все вещества принято разделять на три класса: металлы, полупроводники и диэлектрики. Известно, что при фазовых переходах, сопровождающихся изменением структуры кристаллической решетки (например, под действием давления или изменения температуры), диэлектрики могут переходить в металлическое состояние, а полупроводники – в диэлектрическое. Вообще говоря, кардинальное изменение свойств при фазовом переходе такого типа неудивительно, так как вещества, имеющие различное кристаллическое строение, – это по сути различные вещества.

Возникает вопрос: а могут ли металлы превращаться в диэлектрики (или полупроводники) и, наоборот, диэлектрики (п.п.) превращаться в металлы без изменения симметрии и параметров кристаллической решетки? Ответ на этот вопрос представляет большой научный и практический интерес.

Наиболее интересно наблюдать такие переходы при постоянных давлении и температуре, изменяя величину приложенного электрического или магнитного поля. Но металл под действием электрического поля никогда не переходит в диэлектрическое состояние. А под действием магнитного поля? Этот вопрос был теоретически проанализирован в работе [1]. Экспериментально фазовые переходы металл–диэлектрик, диэлектрик–металл, а также образование в магнитном поле особого состояния, в котором вещество не является ни металлом, ни диэлектриком, были впервые обнаружены в работе [2].

Поскольку фазовые переходы в магнитном поле связаны с изменением поведения коллективизированных электронов в металлах, давайте рассмотрим, как меняются свойства электронов в магнитном поле.

КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ В ПРОВОДНИКАХ БЕЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Электропроводность связана со способностью электронов свободно перемещаться в кристалле. Это означает, что атомы в кристалле расположены настолько близко друг к другу, что их внешние незаполненные электронные оболочки перекрываются и расположенные на них электроны перестают быть связанными с отдельными атомами и, как принято

говорить, коллективизируются. Энергия коллективизированных электронов в кристалле ниже, чем в вакууме, так как в кристалле электроны находятся в поле положительно заряженных ионов. Разность энергий определяет величину работы выхода при внешнем фотоэффекте [3]. Таким образом, электроны проводимости в кристалле находятся в потенциальной яме, имеющей размеры кристалла. Посмотрим, к чему это приводит. Для простоты рассмотрим одномерную потенциальную яму (в направлении x, длиной L_x), в которой находится один электрон. Поведение электрона в потенциальной яме описывается волновой функцией, представляющей собой плоскую стоячую волну с амплитудой

$$\psi(x) = A\cos K_x x, \qquad 0 \le x \le L_x,$$

где волновой вектор $K_x = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – длина волны де Бройля электрона.

Согласно постулату Бора, стационарными являются только такие состояния электрона, для которых на длине потенциальной ямы укладывается целое число длин волн:

$$L_x = \lambda n, \tag{1}$$

где n – целое положительное число, $n = 1, 2, 3, ...$

Условие (1) означает, что волновой вектор электрона K, который у свободного электрона меняется непрерывно, у электрона в потенциальной яме может принимать лишь набор дискретных значений

$$K_{xn} = \frac{2\pi}{L_x}n, \qquad n = 0, 1, 2, ...$$

Соответственно импульс электрона

$$P_{xn} = \hbar K_{xn} = \frac{2\pi\hbar}{L_x}n \tag{2}$$

($\hbar$ – постоянная Планка) становится также квазинепрерывным. Чтобы подчеркнуть отличие импульса электрона в кристалле от импульса свободного электрона в вакууме, импульс электрона в кристалле принято называть квазиимпульсом.

В трехмерном случае, то есть в потенциальной яме, имеющей форму прямоугольного параллелепипеда со сторонами L_x, L_y и L_z, квантуются компоненты импульса электрона

$$P_{xn_x} = \frac{2\pi\hbar}{L_x}n_x, \qquad P_{yn_y} = \frac{2\pi\hbar}{L_y}n_y, \qquad P_{zn_z} = \frac{2\pi\hbar}{L_z}n_z.$$

Набор разрешенных значений импульса P определяется точками, в которых пересекаются плоскости:

$$P_{xn_x} = \text{const},$$
$$P_{yn_y} = \text{const},$$
$$P_{zn_z} = \text{const}.$$

Элементарный объем в пространстве импульсов (то есть в пространстве с осями координат P_x, P_y, P_z), приходящийся на одно разрешенное значение квазиимпульса $\vec{P}(n_x, n_y, n_z)$, как показано на рис. 1, равен

$$\frac{(2\pi\hbar)^3}{L_xL_yL_z} = \frac{(2\pi\hbar)^3}{V},$$

где $V = L_xL_yL_z$ – объем кристалла.

По принципу Паули в каждом состоянии со значениями квазиимпульса $P(n_x, n_y, n_z)$ могут находиться только два электрона с противоположно направленными спинами (спин – механический момент электрона, который может принимать значения $\hbar/2$ и $-\hbar/2$).

Таким образом, в каждом элементарном объемчике $(2\pi\hbar)^3/V$ могут находиться только два электрона. Поскольку энергия свободного электрона в квазичастичной (не волновой) интерпретации $\mathcal{E} = P^2/(2m)$ (m – масса электрона), то минимальной энергией обладают электроны с минимальными значениями квазиимпульса. Поэтому N электронов, если N достаточно велико, займут в пространстве импульсов при $T = 0$ сферический объем, радиус P_F которого определяется из условия

$$\frac{4}{3}\pi P_F^3 = \frac{(2\pi\hbar)^3}{V}\frac{N}{2}.$$

Множитель 1/2 учитывает то, что в каждом элементарном объемчике могут находиться два электрона.

Отсюда

$$P_F = \left(\frac{3}{8\pi}\frac{(2\pi\hbar)^3}{V}N\right)^{1/3} = \pi\hbar\left(\frac{3}{\pi}\frac{N}{V}\right)^{1/3},$$

а соответствующая ему энергия

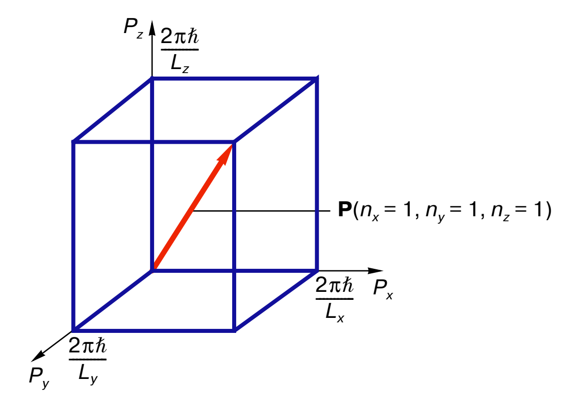


Рис. 1. Элементарный объем в пространстве импульсов, приходящийся на одно разрешенное значение квазиимпульса (красная стрелка). Квантовым числам $n_x = 1$, $n_y = 1$, $n_z = 1$ соответствует минимально возможное значение, которое может принимать импульс электрона в кристалле

$$\mathcal{E}_F = \frac{P_F^2}{2m} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m}\left(\frac{3}{\pi}\frac{N}{V}\right)^{2/3}. \qquad (3)$$

Импульс P_F и энергия $\mathcal{E}_F$ определяют радиус сферы, заполненной электронами и разделяющей области заполненных и свободных электронных ячеек (состояний).

Соответственно P_F и $\mathcal{E}_F$ называются импульсом и энергией Ферми, а поверхность $\mathcal{E}(P) = \mathcal{E}_F$ – поверхностью Ферми.

Поскольку импульс электрона в кристалле может принимать лишь дискретные значения, энергия электрона также может иметь только дискретный набор значений. Набор разрешенных энергетических состояний (уровней энергии) называется энергетическим спектром. В каждом энергетическом состоянии может находиться лишь определенное число электронов. Так как обычно расстояния между соседними уровнями много меньше $\mathcal{E}_F$, спектр квазинепрерывен (рис. 2, *а*).

Энергия Ферми у металлов составляет (1–10) эВ. Энергия теплового движения электронов при T = 300 К имеет значение порядка ~0,03 эВ. Также очень мало (по сравнению с $\mathcal{E}_F$) изменение энергии электронов в электрическом поле. Поэтому все тепловые и электрические свойства коллективизированных электронов определяются только электронами, расположенными в тонком слое – вблизи энергии Ферми (внутри поверхности Ферми все состояния заполнены и энергия электронов измениться не может), если, конечно, электрон не приобретает столь большую энергию, что может быть переброшен на одно из свободных состояний с энергией, превышающей $\mathcal{E}_F$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Посмотрим теперь, как изменяется спектр электронов (рис. 2, *а*) в магнитном поле с индукцией B.

На движущийся со скоростью $\vec{\upsilon}$ электрон в поле $\vec{B}$ действует сила Лоренца [5]

$$\vec{f}_L = e[\vec{\upsilon}\cdot\vec{B}], \qquad |\vec{f}_L| = e\upsilon B\sin\theta$$

(θ – угол между векторами $\vec{\upsilon}$ и $\vec{B}$, e – заряд электрона).

Заметим, что, если электрон движется вдоль поля, то есть $\vec{\upsilon} \parallel \vec{B}$ и $\theta = 0$, $f_L = 0$. Таким образом, сила Лоренца действует только на составляющую скорости электрона $\upsilon_\perp$, расположенную в плоскости, перпендикулярной $\vec{B}$. В этой плоскости $\vec{f}_L \perp \vec{\upsilon}_\perp$ и электрон движется по окружности. Составляющая скорости $\upsilon_\parallel$ вдоль поля не изменяется в магнитном поле. В результате электрон движется по спирали, ось которой направлена вдоль поля. Движение электрона по окружности в магнитном поле называется прецессией.

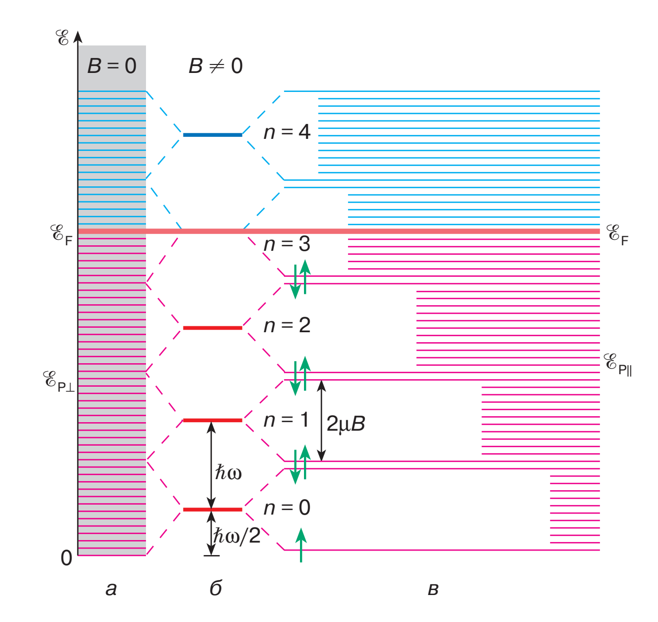


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая переход от квазинепрерывного энергетического спектра коллективизированных электронов в кристалле в нулевом магнитном поле B к квантованному спектру при $B \neq 0$: *а* – $B = 0$. Энергетические уровни квазинепрерывного спектра для составляющей энергии электрона, соответствующей компоненте импульса $P_\perp$, то есть движению электрона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Красными линиями обозначены состояния, заполненные электронами. $\mathcal{E}_F$ – энергия Ферми; *б* – положение дискретных уровней для составляющей энергии $\mathcal{E}_{P\perp}$ (см. формулу (3)) в магнитном поле B без учета спинового расщепления. n – номер уровня. Уровни, обозначенные красными линиями, заполнены электронами. Уровень с $n = 4$ пустой; *в* – положение уровней с учетом спинового расщепления. Зелеными стрелками обозначены направления спина. Начиная со второго уровня снизу каждый уровень образуется подуровнями, возникающими при расщеплении уровней n и $n + 1$, с разными направлениями спина. На дискретную для $\mathcal{E}_{P\perp}$ структуру спектра накладывается квазинепрерывная составляющая, соответствующая движению электрона (импульсу $P_\parallel$) вдоль магнитного поля. Заполненные состояния для энергии обозначены красными линиями

Определим угловую частоту процессии $\omega = 2\pi/T_0$ (T_0 – период прецессии). Запишем уравнение движения электрона по окружности в плоскости, перпендикулярной $\vec{B}$:

$$\frac{m\upsilon_\perp^2}{R} = e\upsilon_\perp B,$$

где R – радиус окружности. Отсюда $\upsilon_\perp = R\frac{eB}{m}$, а угловая частота прецессии $\omega = \frac{\upsilon_\perp}{R} = \frac{eB}{m}$.

Движение по окружности – периодический процесс, который можно рассматривать как квантовый осциллятор. Энергия квантового осциллятора может принимать лишь дискретный ряд значений

$$\mathscr{E}_n = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right). \tag{4}$$

Эти значения эквидистантны, и расстояние между ними $\hbar\omega$ определяется только частотой прецессии.

Обратим внимание, что частота прецессии электронов не зависит от скорости их движения. Поэтому все электроны независимо от того, на каких энергетических уровнях они находились (рис. 2, *а*), прецессируют в магнитном поле с одной и той же частотой. Следовательно (и это очень важно!), у всех электронов будет одна и та же система энергетических уровней $\mathscr{E}_n$ (4) в магнитном поле (рис. 2, *б*).

Переход от квазинепрерывного спектра при $B = 0$ к дискретному (4) $B \neq 0$ можно представить следующим образом. Энергетические состояния (уровни энергии) в квазинепрерывном спектре, расположенные в полосах шириной $\hbar\omega$, стягивают в дискретные уровни $\mathscr{E}_n$, как показано на рис. 2.

Подчеркнем, что такая дискретность спектра при $B \neq 0$ связана только с составляющей скорости электрона $\upsilon_\perp$. Движение вдоль поля не квантуется, так как оно не ограничено в пространстве (для кристалла, конечно, бесконечной протяженности).

Поэтому общее выражение, описывающее энергетический спектр электронов в магнитном поле, имеет вид

$$\mathscr{E}_n = \frac{m\upsilon_\perp^2}{2} + \frac{m\upsilon_\parallel^2}{2} = \hbar\omega\left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{P_\parallel^2}{2m}. \tag{5}$$

Спектр электрона, движущегося вдоль поля, для кристалла конечных размеров, квазинепрерывен (2).

Учтем теперь наличие у электрона механического момента (спина). Со спином связан магнитный момент электрона $\mu_э = \frac{e\hbar}{2m}$, получивший название магнетона Бора. Магнитный момент электрона, так же как и спин, может иметь только две ориентации в магнитном поле: параллельно и антипараллельно $\vec{B}$. Так как энергия магнитного момента в поле описывается скалярным произведением $-(\vec{\mu}_э\vec{B})$, то при $\vec{\mu}_э \uparrow\uparrow \vec{B}$ энергия будет равна $-\mu_э B$, а при $\vec{\mu}_э \uparrow\downarrow \vec{B}$ равна $\mu_э B$. Возможность двух ориентаций спина в магнитном поле приводит к тому, что каждый из энергетических уровней $n = 0, 1, 2, ...$ (рис. 2, *в*) расщепляется еще на два. Величина спинового расщепления определяется разностью энергий при различных ориентациях магнитного момента, то есть величиной $2\mu_э B$.

Эта величина спинового расщепления в точности совпадает с величиной $\hbar\omega$ – энергетическим зазором между квантовыми уровнями (4). Возникающая в результате картина энергетического спектра изображена на рис. 2, *в*. Стрелки указывают направление магнитного момента электрона. На систему дискретных уровней накладывается квазинепрерывный спектр, связанный с составляющей импульса $P_\parallel$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В РЕАЛЬНОМ КРИСТАЛЛЕ

До сих пор мы рассматривали электроны как частицы, свободно перемещающиеся в кристалле, как в потенциальной яме. Поэтому во всех полученных формулах m совпадает с массой покоя электрона m_0. В действительности каждый электрон в кристалле движется в электрическом поле, создаваемом положительно заряженными ионами кристаллической решетки и другими электронами. Уравнение движения электрона в реальном кристалле имеет вид

$$m_0\vec{a}_0 = \vec{F}_{внш} + \vec{F}_{внт}. \tag{6}$$

Здесь $\vec{F}_{внт}$ – сумма сил, создаваемых полем решетки и другими электронами.

Если бы силы $\vec{F}_{внт}$ были известны, то вычисленное по формуле (6) ускорение a_0 соответствовало бы массе m_0 покоя свободного электрона. К сожалению, $\vec{F}_{внт}$ точно определить нельзя, поэтому удобно поступить следующим образом.

Перенесем $\vec{F}_{внт}$ из правой части уравнения движения (6) в левую. Формально слева должно стоять произведение массы на ускорения, то есть можно записать

$$m_0\vec{a}_0 - \vec{F}_{внт} = m^*\vec{a}_0.$$

Уравнение движения теперь принимает вид

$$m^*\vec{a}_0 = \vec{F}_{внш}. \tag{7}$$

Здесь m^* – это такая масса, при которой учет только внешних сил, действующих на электрон, дает истинное значение ускорения электрона в кристалле. m^* называется эффективной массой электрона, описывающей его движение в кристалле.

Интересно, что эффективная масса может не только сильно отличаться от m_0, но и иметь отрицательное значение. Отрицательная масса означает, что электрон ускоряется в направлении, противоположном направлению приложенной внешней силы. Этот, казалось бы, невероятный результат можно легко понять.

Рассмотрим движение тела под действием силы тяжести ($\vec{F}_{внш}$) в некоторой среде. На это тело кроме

силы тяжести действуют также сила трения и сила Архимеда. Основываясь на уравнении (6) будем рассматривать векторную сумму этих сил как $\vec{F}_{\text{внт}} = \vec{F}_{\text{Арх}} + \vec{F}_{\text{тр}}$ и используем для определения m^* формулу (7). Если ускорение тела направлено вниз по направлению ускорения $\vec{g}$, то эффективная масса будет положительна:

$$m^* = \frac{|\vec{F}_{\text{внш}}|}{|\vec{a}_0|},$$

причем, чем меньше ускорение, тем больше эффективная масса, что физически означает увеличение внутренних сил, препятствующих движению тела.

В том же случае, когда сила Архимеда превышает силу тяжести и ускорение тела направлено вверх против направления ускорения $\vec{g}$, то, чтобы описать этот результат, рассматривая только силу тяжести, приходится считать эффективную массу тела отрицательной (7):

$$m^* = -\frac{|\vec{F}_{\text{внш}}|}{|\vec{a}_0|}.$$

Точно так же частота прецессии ω во внешнем поле $\vec{B}$ в кристалле определяется не массой покоя электрона m_0, а некоторой эффективной массой m^*, учитывающей действие на электрон внутренних сил. Соответственно вместо магнетона Бора для свободного электрона можно ввести эффективный магнетон Бора

$$\mu^* = \frac{e\hbar}{2m_c^*},$$

где m_c^* – спиновая эффективная масса.

Замена m_0 эффективной массой приводит к смещению энергетических уровней на рис. 2. Чем меньше эффективная масса, тем больше при заданном B величина орбитального (связанного с прецессией электрона) расщепления уровней $\hbar\omega = \hbar eB/m^*$, и аналогично, чем меньше спиновая эффективная масса, тем больше спиновое расщепление $\hbar eB/m_c^*$.

ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВА ПРИ КВАНТОВАНИИ ЭНЕРГИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Квантование энергии электронов приводит к возникновению периодически расположенных (на шкале энергии) максимумов в плотности электронных состояний (числе электронов, приходящихся на единичный интервал энергии). Расстояние $\hbar\omega$ между максимумами увеличивается при увеличении поля $\vec{B}$, так что с ростом поля максимумы периодически пересекают уровень Ферми $\mathscr{E}_F$. Это приводит к осцилляциям в магнитном поле (при низких температурах) всех параметров кристалла, определяемых электронами: проводимости (эффект Шубникова–де Гааза), магнитной восприимчивости (эффект де Гааза–ван Альфена), теплоемкости, теплопроводности и т.д. Мы не будем рассматривать эти эффекты, а обратим внимание на то, что магнитное поле может приводить к смещению границ энергетических зон.

Энергетический спектр электронов в кристаллах состоит из чередующихся интервалов разрешенных и запрещенных значений энергии [4]. На дне зоны энергия минимальна, у потолка зоны максимальна (рис. 3).

Зависимость энергии от импульса электрона называется законом дисперсии. Вблизи минимума энергии закон дисперсии квадратичен:

$$\mathscr{E} = \frac{P^2}{2m^*}.$$

При увеличении P растет $\mathscr{E}$ (рис. 3, *а*). Следовательно, эффективная масса $m^* > 0$.

Вблизи максимума энергии при увеличении $\mathscr{E}$ импульс электрона, отсчитанный от точки, в которой энергия максимальна, уменьшается. Это означает, что у электронов, занимающих энергетические состояния вблизи потолка зоны, эффективная масса $m^* < 0$. Отрицательное значение эффективной массы приводит к отрицательному значению величины $\hbar\omega$. Это означает, что электрон у потолка зоны прецессирует в поле в направлении, обратном

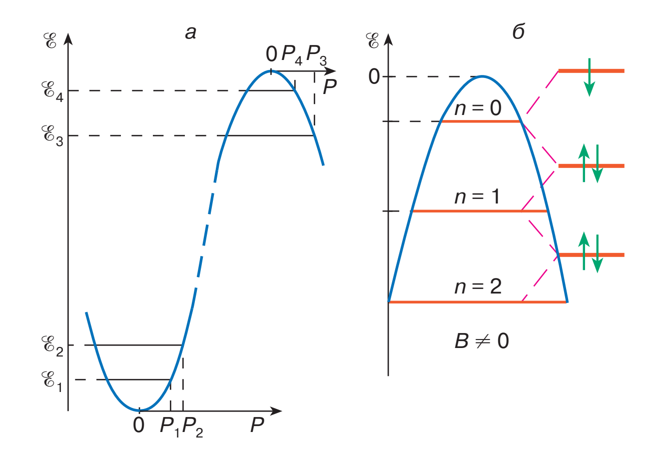


Рис. 3. Зависимость энергии от импульса вблизи ее экстремальных значений в энергетической зоне. Импульс отсчитывается от точек экстремумов: *а* – $B = 0$. Значениям энергии $\mathscr{E}_1 < \mathscr{E}_2$ у дна зоны соответствуют импульсы $P_1 < P_2$. У потолка зоны при увеличении энергии ($\mathscr{E}_3 < \mathscr{E}_4$) импульс электрона уменьшается ($P_3 > P_4$); *б* – $B \neq 0$. Схема энергетических уровней вблизи потолка зоны. Нумерация уровней идет сверху вниз, так что потолок зоны в магнитном поле определяется положением уровня $n = 0$ с ориентацией спина, направленной вниз (зеленая стрелка)

направлению прецессии у дна зоны. Поэтому если отсчитывать энергию от ее максимального значения в зоне, то нумерация возникающих в магнитном поле уровней $\mathscr{E}_n$ будет идти от потолка зоны вниз (рис. 3, *б*).

Пусть зона частично заполнена электронами. Будем отсчитывать энергию от ее значения на дне зоны при $B = 0$. Видно (рис. 2), что в магнитном поле значение минимальной энергии (положение дна зоны) определяется разностью

$$\frac{\hbar\omega}{2} - |\mu_c B| = \frac{e\hbar}{2}\left(\frac{1}{m^*} - \frac{1}{m_c^*}\right)B. \quad (8)$$

Если $m^* < m_c^*$, то дно зоны поднимается в поле, если, наоборот, $m^* > m_c^*$, то дно зоны будет смещаться вниз (по энергии) в магнитном поле.

Положение потолка зоны в поле определяется разностью

$$-\left|\frac{\hbar\omega}{2}\right| + |\mu_c B| = \frac{e\hbar}{2}\left(-\frac{1}{|m^*|} + \frac{1}{|m_c^*|}\right)B. \quad (9)$$

При $|m^*| < m_c^*$ потолок зоны опускается вниз, при $|m^*| > m_c^*$, наоборот, поднимается вверх.

МЕТАЛЛЫ, ПОЛУПРОВОДНИКИ, ДИЭЛЕКТРИКИ

По определению, к металлам относятся проводники электрического тока, у которых концентрация коллективизированных электронов не зависит от температуры во всем интервале температур от $T = 0$ K до точки плавления. У полупроводников концентрация носителей тока уменьшается при понижении температуры и при $T = 0$ K обращается в нуль. У диэлектриков электронная проводимость практически отсутствует во всей области температур.

Указанное различие определяется различием в структуре энергетического спектра кристаллов. Энергетический спектр "одномерного" металла, состоящего из цепочки атомов, состоит из ряда энергетических зон, разделенных промежутками запрещенных значений энергии или, как принято говорить, энергетическими щелями [4]. В "одномерном" случае зоны не перекрываются. Поскольку число мест в зоне равно $2N$ (N – число атомов в цепочке) [4], то у одновалентных металлов первая зона заполнена наполовину, у трехвалентных первая заполнена полностью, а вторая – только наполовину. Это значит, что одномерные кристаллы, образованные атомами нечетной валентности, всегда металлы. При четной валентности одна или две зоны заполнены полностью электронами, а расположенная выше зона пуста. Если энергетическая щель между ними велика, то вещество – диэлектрик. Если щель мала, то электроны из заполненной зоны под действием тепловой энергии kT (k – константа Больцмана) перебрасываются в верхнюю пустую зону, в результате чего в верхней зоне появляются электроны проводимости, а в нижней зоне – у ее потолка незаполненные состояния. При $T \longrightarrow 0$ концентрация термически возбужденных носителей тока обращается в нуль. Такие вещества являются полупроводниками.

У реальных двух- или трехмерных кристаллов в результате анизотропии зоны могут перекрываться, то есть потолок нижней зоны может располагаться выше дна следующей зоны. В этом случае кристаллы, образованные двухвалентными атомами, будут обладать металлической проводимостью в результате того, что часть электронов из полностью заполненной нижней зоны перетечет в пустую зону, с которой она перекрывается (рис. 4).

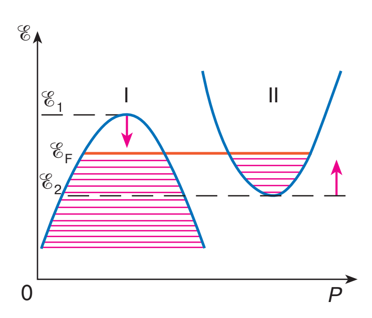


Рис. 4. Положение уровня Ферми $\mathscr{E}_F$ у двухвалентного металла с перекрывающимися энергетическими зонами. $\mathscr{E}_1$ – положение потолка зоны I; $\mathscr{E}_2$ – положение дна зоны II. Часть электронов из зоны I перетекла в зону II

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК И ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Выберем в качестве объекта исследования металл, у которого две соседние зоны перекрываются и число заполненных состояний в верхней зоне равно числу пустых мест в нижней (рис. 4).

Пусть соотношение эффективных масс m^* и m_c^* таково, что потолок нижней зоны $\mathscr{E}_1$ опускается в $\vec{B}$ (красная стрелка), а дно верхней зоны $\mathscr{E}_2$ поднимается. Тогда в магнитном поле величина перекрытия зон $\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2$ уменьшается и при определенном критическом значении поля $B_к$ обратится в нуль. При дальнейшем увеличении поля между зонами образуется энергетическая щель, увеличивающаяся с B. В результате этого концентрация носителей тока (при низких температурах) будет быстро уменьшаться и в достаточно сильном поле обратится в нуль. Это значит, что при $B = B_к$ происходит переход из металлического, сначала в полупроводниковое, а затем диэлектрическое состояние. Причем этот переход не сопровождается изменением структуры кристаллической решетки и полностью обратим при изменении величины поля.

Рассмотрим теперь диэлектрик (или полупроводник), у которого при $B = 0$ нижняя зона полностью заполнена электронами, а следующая, отделенная энергетической щелью пуста. Пусть в магнитном поле потолок нижней зоны поднимается, а дно нижней опускается. Тогда при поле $B = B_к$ энергетическая щель обратится в нуль и при дальнейшем росте B возникнет перекрытие зон с появлением электронов проводимости в верхней зоне и пустых мест в нижней. В этом случае при $B = B_к$ происходит фазовый переход из диэлектрического в металлическое состояние, сопровождающийся резким увеличением электропроводности.

БЕСЩЕЛЕВОЕ СОСТОЯНИЕ

Выше рассматривалась ситуация, когда максимумы и минимумы энергии в зонах расположены при различных значениях импульса (рис. 4). Однако в некоторых случаях (как, например, у некоторых полупроводников [4]) максимум нижней зоны и минимум энергии в верхней расположены друг над другом при одном и том же значении импульса.

Что будет, если они смещаются в магнитном поле навстречу друг другу? Этот случай особенно интересен, так как по законам квантовой механики зоны не могут войти одна в другую. Поэтому зоны перемещаются независимо лишь до тех пор, пока энергетическая щель между ними не обратится в нуль. Затем зоны как бы отражаются друг от друга и при увеличении поля начинают расходиться, так что щель между ними увеличивается. При определенном значении поля $B_к$, когда зоны сошлись, образуется новое, не существующее в обычных условиях состояние вещества, которое получило название бесщелевого. В этом состоянии вещество не является ни полупроводником, ни металлом и обладает совершенно необычными свойствами.

КАК БЫЛИ ОТКРЫТЫ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Чтобы обнаружить фазовые переходы в магнитном поле, пришлось найти решение ряда проблем. Прежде всего это выбор наиболее удобного объекта исследований. Надо было найти такое вещество, у которого, во-первых, перекрытие зон (для металлов) или энергетическая щель (для полупроводников) при $B = 0$ были бы достаточны малы, чтобы переходы можно было наблюдать в достижимых магнитных полях. Во-вторых, у исследуемого вещества эффективные массы орбитального движения электронов m^* и спиновая m^*_c должны существенно различаться. Для свободных электронов, которые до этого рассматривались в теоретических работах, $m^* = m^*_c = m_0$, так что границы зон вообще не смещаются в поле. Вопрос о соотношении масс m^* и m^*_c в то время был практически не исследован. В-третьих, вещество должно быть монокристаллом.

Другая проблема методическая. Нужно было иметь возможность проводить исследования при низких температурах, вблизи абсолютного нуля, чтобы максимально уменьшить эффект термического переброса носителей тока через щель, что позволило бы наблюдать переходы наиболее отчетливо, в узком интервале магнитных полей. Для этой цели надо было создать установку, позволяющую получать предельно сильные магнитные поля, и иметь возможность измерять электрическое сопротивление образцов как функцию магнитного поля. Получать сильные магнитные поля можно только в виде коротких импульсов [6], и поэтому проведение измерений в таких условиях, к тому же при очень низких температурах, само по себе достаточно сложная задача. Кроме того, надо было иметь в виду, что если образец обладает высокой электропроводностью σ, то толщина скин-слоя

$$\delta \sim (\nu\sigma)^{-\frac{1}{2}} \qquad (10)$$

(поверхностного слоя, в который проникает переменное электромагнитное поле с частотой ν), при коротком импульсе поля оказывается меньше размеров образца. В результате проникающее в образец магнитное поле оказывается сильно неоднородным.

Из чистых элементов указанным выше требованиям удовлетворяют полуметаллы Bi, Sb, As, графит. Из них минимальную величину перекрытия зон имеет Bi. Используя известные данные об эффективных массах m^* и m^*_c у Bi, можно было оценить величину поля $B_к$, при котором Bi должен превратиться в диэлектрик. Оказалось, что значение $B_к$ составляет ~100 Тл. К сожалению, поля такой величины в то время получить было нельзя. Тогда возникла идея отказаться от исследования элементарных металлов и попытаться найти полуметаллические сплавы, у которых величина перекрытия меньше, чем у Bi. К таким сплавам относятся, в частности, твердые растворы Sb в Bi. При увеличении концентрации Sb перекрытие зон у Bi уменьшается, а различие значений m^* и m^*_c сохраняется.

При больших концентрациях Sb сплавы переходят в полупроводниковое состояние, причем, изменяя концентрацию Sb, можно варьировать величину энергетической щели. И наконец, оказалось, что соотношение масс m^* и m^*_c у сплавов Bi–Sb зависит от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей кристалла, что дает возможность, изменяя ориентацию образца в поле, создавать ситуацию, когда $m^* > m^*_c$ и, наоборот, когда $m^* < m^*_c$. Монокристаллы, выращенные из сплавов Bi–Sb, и были использованы для измерений.

Магнитные поля длительностью ~10 мкс создавались путем разряда батареи конденсаторов через соленоид с малым сопротивлением и самоиндукцией, охлажденный жидким азотом. Во внутреннем отверстии соленоида находился узкий конец сосуда Дьюара, заполненного жидким гелием (температура

кипения при нормальном давлении 4,2 K), в котором монтировался образец. Чтобы обеспечить жесткое крепление образца, стаканчик, в котором находился образец, заполнялся трансформаторным маслом, которое замерзало при охлаждении. Чтобы обеспечить однородность магнитного поля внутри образца, магнитное поле создавалось в две ступени: сначала генерировался (при помощи многовиткового соленоида, находящегося в ванне с жидким азотом) длиннопериодный импульс магнитного поля, напряженностью в несколько десятков килоэрстед столь низкой частоты ν, что магнитное поле полностью проникало в образец (глубина проникновения δ в несколько раз превышала размеры образца). Поскольку в магнитном поле проводимость всегда уменьшается, то в этом низкочастотном поле значение δ увеличивалось еще и из-за уменьшения σ, причем настолько, что при наложении на втором этапе высокочастотного поля глубина проникновения δ (10) оставалась больше размеров образца, что и обеспечивало однородность магнитного поля в его объеме.

Эта установка позволяла впервые в мире получать магнитные поля до 60 Тл и проводить измерения электропроводности и магнитной восприимчивости образцов в таких полях при температурах 1,5–4,2 K.

Наиболее наглядны результаты, полученные при измерении электрического сопротивления образцов. Рис. 5, а иллюстрирует характер изменения сопротивления монокристаллического образца сплава Bi–Sb, который при $B = 0$ находится в металлическом состоянии (две соседние зоны перекрываются). При увеличении магнитного поля сопротивление сначала, как обычно, монотонно возрастает. На фоне монотонного роста отчетливо видны осцилляции Шубникова–де Гааза. Затем осцилляции, характерные исключительно для металлического состояния с фиксированным значением энергии Ферми $\mathscr{E}_F$, исчезают и сопротивление начинает экспоненциально быстро увеличиваться, что указывает на появление щели в энергетическом спектре электронов. В этом состоянии нижняя зона оказывается полностью заполнена электронами, а верхняя, отделенная щелью пуста. В более сильных полях сопротивление становится настолько велико, что его не удается измерить.

Обратный переход из полупроводникового (диэлектрического при $T = 0$) состояния в металлическое, в котором зоны перекрываются, иллюстрируется рис. 5, *б*. В этом случае при увеличении поля сопротивление сначала возрастает, что связано с наличием небольшого количества термически возбужденных электронов. Затем, при полях выше $B_к$, когда зоны начинают перекрываться, сопротивление резко уменьшается и приобретает металлический характер.

На рис. 5, *в* приведена зависимость сопротивления от индукции поля B, характерная для ситуации, когда возникает бесщелевое состояние. Этот результат наиболее интересен. В исходном состоянии образец является полупроводником (зоны разделены щелью). Благодаря наличию термически возбужденных носителей в верхней зоне сопротивление сначала, как обычно, увеличивается. При образовании бесщелевого состояния сопротивление сильно уменьшается. Это происходит в результате увеличения концентрации термически возбужденных носителей при обращении энергетической щели в нуль и увеличении их длины свободного пробега [4] в электрическом поле; выше указывалось, что это особое состояние с особым законом дисперсии. Затем зоны начинают расходиться, концентрация носителей уменьшается и сопротивление вновь начинает расти.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные фазовые переходы веществ в магнитном поле указывают на относительный характер разделения веществ на металлы, полупро-

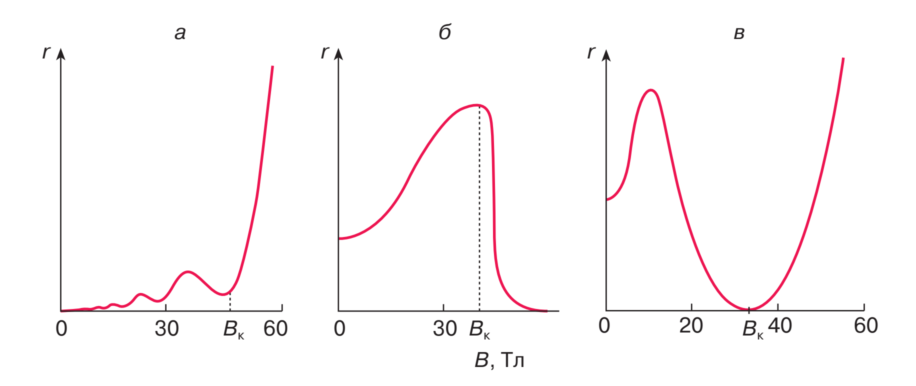


Рис. 5. Зависимости электрического сопротивления *r* образцов при фазовых переходах в магнитном поле *B*: *а* – из металлического в диэлектрическое состояние; *б* – из полупроводникового (диэлектрического при $T = 0$ K) в металлическое; *в* – последовательно из полупроводникового при $B = 0$ в бесщелевое и из бесщелевого снова в полупроводниковое состояние. $B_к$ – соответствующие критические значения индукции для этих переходов

водники и диэлектрики. Во всяком случае следует иметь в виду, что такая классификация справедлива лишь при отсутствии внешних, например магнитного, полей. В магнитном поле одно и то же вещество в принципе может быть и диэлектриком, и полупроводником, и металлом.

Известно, что во Вселенной, в частности в районах нейтронных звезд, могут существовать необычайно сильные магнитные поля, достигающие фантастической величины 10^8–10^9 Тл. Вещество, попадающее в такие поля, может качественно изменить свои свойства: диэлектрик может приобрести металлическую проводимость и, наоборот, металл стать диэлектриком.

В лабораториях мира ведутся работы по созданию новых методов получения сильных и сверхсильных магнитных полей [6]. В настоящее время удается получать поля с индукцией в несколько тысяч тесла. Это открывает новые возможности для исследования различного типа фазовых переходов вещества в магнитном поле и существенно расширяет число возможных объектов для проведения измерений. В частности, уже сейчас возможно обнаружить переход из металлического в диэлектрическое состояние у Bi, Sb и, по-видимому, графита.

Наконец, рассмотренные переходы можно использовать как реперные точки при градуировке шкалы сверхсильных магнитных полей.

Явление фазовых электронных переходов было открыто автором статьи совместно с Е.А. Свистовой, С.М. Чудиновым и А.А. Абрикосовым и внесено в Государственный реестр открытий СССР под номером 156.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Азбель М.Я.*, *Брандт Н.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1206–1209.

2. *Брандт Н.Б.*, *Свистова Е.А.* // Успехи физ. наук. 1970. Т. 101, № 2. С. 249–272.

3. *Мякишев Г.Я.*, *Буховцев Б.Б.* Физика 10. М.: Просвещение, 1987. Гл. X.

4. *Брандт Н.Б.* Новый класс фотопроводящих радиационностойких полупроводниковых материалов // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 4. С. 65–72.

5. *Буховцев Б.Б.*, *Климонтович Ю.Л.*, *Мякишев Г.Я.* Физика 9. М.: Просвещение, 1988. Гл. XI.

6. *Гайдуков Ю.П.* Физические основы и методы получения магнитного поля // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 4. С. 97–105.

* * *

Николай Борисович Брандт, доктор физико-математических наук, профессор, зав. отделением физики твердого тела физического факультета МГУ, заслуженный деятель науки РСФСР, заслуженный профессор МГУ, лауреат Государственных премий СССР и России, премии им. Н.Д. Папалекси и Золотой медали им. П.Н. Лебедева АН СССР, Ломоносовских премий МГУ. Область научных интересов – физика низких температур. Автор двух открытий, 30 патентов и изобретений, семи учебников и монографий, 27 монографических обзоров и более 500 научных работ.